



Mesure du B_s^0 de plus court temps de vie dans le cadre de l'expérience LHCb

D. Borras

► To cite this version:

D. Borras. Mesure du B_s^0 de plus court temps de vie dans le cadre de l'expérience LHCb. Journées Jeunes Chercheurs 2004, Nov 2004, Ile de Berder, France. pp.1-5. in2p3-00023639

HAL Id: in2p3-00023639

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00023639>

Submitted on 24 Jan 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Table des matières

I	Nom de la session	3
David BORRAS :	<i>Mesure du B_s^0 de plus court temps de vie dans le cadre de l'expérience LHCb</i>	5
1.1	Introduction	5
1.2	Motivations	5
1.3	L'expérience LHCb	5
1.4	La présélection du canal	6
1.5	La mesure du temps de vie	7
1.6	Résultats	7
1.7	Conclusions et perspectives	8
	Bibliographie	8

Première partie

Nom de la session

François	Rabelais
RABELAIS	FRANÇOIS

Mesure du B_s^0 de plus court temps de vie dans le cadre de l'expérience LHCb

David BORRAS

Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC),
Clermont-Ferrand



Résumé

L'expérience LHCb est une expérience de seconde génération dédiée à l'étude de la violation de la symétrie CP dans les systèmes des hadrons beaux. La symétrie CP est la combinaison de la symétrie de conjugaison de charge (C) qui échange particule et anti-particule et de la symétrie de parité (P) qui inverse les directions d'espace. L'ensemble des hadrons beaux est produit. Son détecteur sera l'un des quatre devant être installé sur le grand collisionneur de protons (LHC). Dans l'objectif de tester la validité du modèle standard dans ce domaine, il sera nécessaire d'effectuer une série de mesures de précision concernant les paramètres qui définissent la violation de CP et les grandeurs physiques caractérisant le mélange et la désintégration des hadrons beaux. Ce document décrit la probabilité de mesure de la différence relative de largeur de désintégration dans le système du méson B_s^0 ($\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$) à travers l'étude du canal $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$.

états dits "heavy" et "light" qui seront les états physiques observables. Ces deux états sont respectivement des états propres de CP pair et impair. Il est alors naturel de définir pour chacun d'eux une masse et une largeur de désintégration soit : $(m_H, \Gamma_H), (m_L, \Gamma_L)$. Nous pouvons alors définir la différence de masse $\Delta m_s = m_H - m_L$ ainsi que la différence de largeur de désintégration $\Delta\Gamma_s = \Gamma_H - \Gamma_L$. Ces deux quantités n'ont pas encore été mesurées expérimentalement et seulement des prédictions théoriques ont été faites, ce qui motive cette étude. Dans le système du B_s^0 , la valeur attendue pour la différence relative de largeur de désintégration ($\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$) est de l'ordre de 10% et donc mesurable, tandis que dans le système du B_d^0 on attend une valeur de l'ordre de 0. Le système du B_s^0 présente des caractéristiques voisines à la fois des systèmes des K^0 et des B_d^0 . Si on néglige la violation de CP, on peut montrer, en utilisant des mesures de temps de vie basées sur des désintégrations semileptoniques, que le paramètre $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$ est donné par :

1.1 Introduction

L'étude de $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$ est intéressante à plusieurs titres :

- * Des arguments théoriques indiquent que $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$ pourrait valoir 10% et donc être mesurable ;
- * La mesure de ce paramètre permet d'avoir accès, indirectement, à un des côtés du triangle d'unitarité, via la dérivation de Δm_s . Elle constitue donc un test de cohérence ;
- * Le mode $B_s \rightarrow D_s^+ D_s^-$ est un état propre de CP. Outre $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$, l'étude de l'asymétrie temporelle des désintégrations permet de mesurer la phase faible du mélange B_s^0 .

La combinaison de toutes les mesures concernant les paramètres CKM permettront de contraindre le triangle d'unitarité et de tester simultanément la validité du modèle standard de la physique des particules.

1.2 Motivations

Comme dans le système des B_d^0 , il existe un mélange des états de saveur du méson B_s^0 ($|B_s^0\rangle = |s\bar{b}\rangle$ et $|\bar{B}_s^0\rangle = |\bar{s}b\rangle$) qui conduit à définir deux nouveaux

$$\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s} = 2 \sqrt{\frac{\frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B_d^0}} - 1}{\frac{\tau_{B_s^0}}{\tau_{B_d^0}} + 1}}.$$

Le cœur de cette étude consiste donc à mesurer le B_s^0 de plus court temps de vie à travers la sélection de notre canal d'étude $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$.

1.3 L'expérience LHCb

LHCb est un détecteur [1] dont l'entrée en fonctionnement est prévue pour 2007 et qui se situera sur le complexe du grand collisionneur de protons du CERN (LHC). Les collisions qui se produiront toutes les 25 ns (correspondant à une fréquence de 40 Mhz) fourniront une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Un point fort de cette expérience étant la haute statistique attendue (10^{12} paires de $b\bar{b}$ par an), LHCb doit se doter d'un système de déclenchement des plus performant. L'autre richesse est la diversité des hadrons beaux produits à LHCb. En effet, cette dernière permettra d'avoir accès aux mésons B_s et B_d . Le détecteur est un spectromètre

simple bras vers l'avant avec une couverture angulaire comprise entre 10 mrad et 300 mrad. Cette géométrie est motivée par le fait que le mécanisme de production des paires $b\bar{b}$ étant principalement la fusion gluon-gluon, la distribution angulaire de ces paires produites par rapport à la direction du faisceau est piquée vers les petits angles. Enfin, la précision des mesures attendues reposant sur la qualité de la reconstruction des états finaux, LHCb est pourvu d'un système Čerenkov performant (de type RICH) dédié à l'identification des particules et d'un détecteur de vertex permettant de reconstruire les vertex déplacés de désintégration des mésons beaux. Les deux détecteurs RICH (Ring Imaging Čherenkov) sont utilisés pour couvrir le large spectre d'impulsion des particules produites. Ils utilisent la lumière produite par effet Čerenkov lorsqu'une particule chargée traverse certains gaz afin de l'identifier. Un premier détecteur RICH est situé avant l'aimant. Il couvre la région de 25 à 300 mrad d'angle polaire ; son rôle est d'identifier les hadrons de faible impulsion. Le second détecteur est situé après l'aimant. Il couvre la région angulaire de 10 à 120 mrad dans le plan de courbure de l'aimant et de 10 à 100 mrad dans l'autre plan. Son rôle est d'identifier les particules de grande impulsion et celles produites à petit angle. Ils assurent ainsi une bonne identification des particules et en particulier une bonne séparation kaon-pion pour des régimes d'impulsion allant de 1 à 150 GeV/c.

Comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, la reconstruction de notre canal d'étude ($B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$) conduit à une résolution en temps propre estimée à 40 femtosecondes.

1.4 La présélection du canal

Cette présélection est basée sur des données simulées. Cet exercice consiste à sélectionner les candidats B_s^0 en appliquant des coupures. Le but est de se retrouver à la fin de la sélection avec un lot de particules identifiées comme des $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Pour cela, on applique essentiellement deux types de coupures :

- * des coupures cinématiques : impulsions, impulsions transverses etc...
- * des coupures géométriques : paramètre d'impact, qualité de reconstruction des vertex etc...

La figure 1.1, représentant la distribution en masse invariante de nos candidats B_s^0 , donne un aperçu du résultat de cette présélection. La figure 1.2 montre la distribution en temps de vie pour nos événements $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$ présélectionnés. Cette distribution est ajustée par une exponentielle décroissante et on obtient comme valeur de temps propre 1.46 ps, très exactement la valeur utilisée dans la génération des événements. Notre objectif étant de réaliser une étude fine du temps de vie, il faut considérer toutes les incertitudes d'origine

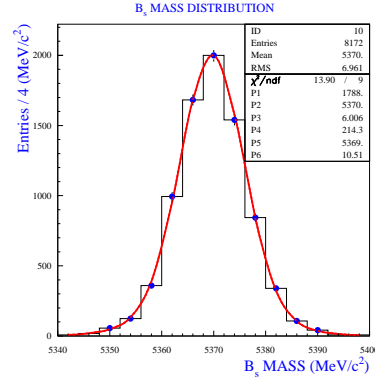


FIG. 1.1: Distribution en masse invariante de $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. La résolution obtenue sur la masse reconstruite est de $6 \text{ MeV}/c^2$.

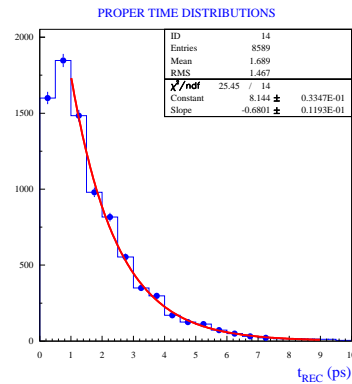


FIG. 1.2: Distribution en temps de vie pour nos événements présélectionnés. Les premiers bins de cette distribution n'étant pas pris en compte dans l'ajustement.

systématiques. En particulier, nous devons prendre en compte la fonction d'acceptance ainsi que la résolution obtenue sur la mesure du temps propre des mésons B_s^0 . L'acceptance traduisant la région de l'espace du détecteur dans laquelle seront détectées les particules, nos coupures de présélections ont un impact direct sur cette région. Cette fonction d'acceptance est alors déterminée en faisant le rapport des temps de vie Monte-Carlo (temps de vie vrai) et de ceux reconstruits. L'ajustement de cette distribution nous donne la fonction recherchée qui nous devons considérer dans notre ajustement final.

En ce qui concerne la résolution obtenue sur la mesure du temps de vie, la distribution est donnée par la différence entre le temps Monte-Carlo et le temps reconstruit. Cette distribution est alors ajustée par une double gaussienne. Une gaussienne centrale prenant en compte 92% des événements avec une résolution de 40 fs et une gaussienne plus large prenant en compte 8% des événements (queues de distribution) avec une résolution de 96 fs. Une fois ces deux paramètres définis, nous pouvons ajuster la distribution de la figure 1.2 de façon plus précise.

1.5 La mesure du temps de vie

1.5.1 Méthode du maximum de vraisemblance

Dans la suite de ce document, seuls les événements de signal sont considérés dans l'ajustement. Pour ajuster notre distribution nous utilisons une technique de maximum de vraisemblance non binné événement par événement définie par :

$$L = \prod_{i=1}^N f_{sig} \cdot P(t_i, \tau),$$

où f_{sig} est la fraction de signal considérée, P la fonction densité de probabilité (PDF) et τ le paramètre de notre ajustement. Le principe du maximum de vraisemblance est de choisir la valeur de τ qui maximise cette fonction L [2].

1.5.2 Construction de la fonction densité de probabilité

Nous avons vu que la fonction densité de probabilité intervient dans la définition de la fonction L . Si on considère la fonction d'acceptance et la résolution, notre PDF s'écrira :

$$f(t, \tau) = \frac{\exp(-t/\tau) \cdot A(t_{rec}) \cdot G(t)}{\int f(t) dt},$$

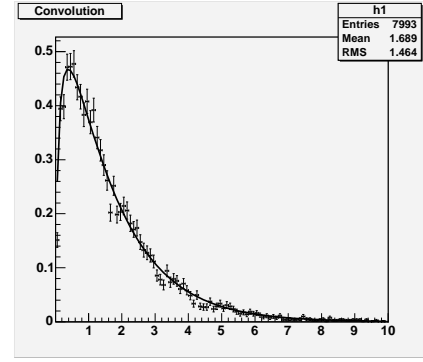


FIG. 1.3: Résultat de l'ajustement de nos données par la fonction densité de probabilité définie dans le texte.

où $A(t_{rec})$ représente la fonction d'acceptance et $G(t)$ la double gaussienne et où $\int_0^\infty f(t) dt = 1$. La normalisation de notre PDF sera faite par une intégration numérique.

1.6 Résultats

Notre travail s'est déroulé en plusieurs étapes. Dans un premier temps, nous avons généré des données selon une simple exponentielle avec un paramètre $\tau = 1.46 ps$ que l'on a ajusté par cette même fonction avec le souci de comprendre ce que l'on fait. En effet, pour réaliser ce travail, nous utilisons un code d'ajustement actuellement en développement au CERN. On retrouve bien la valeur de temps propre générée. La seconde étape consiste à prendre en compte, dans la fonction densité de probabilité, la fonction d'acceptance. Nous avons donc modélisé cette fonction selon la méthode décrite plus haut. Cette fonction s'écrit :

$$A(t_{rec}) = \frac{1 + \frac{1}{t^\alpha}}{1 + \exp\left(\frac{1}{t^\beta}\right)},$$

où α et β sont des paramètres libres de l'ajustement. La figure 1.3 est le résultat de l'ajustement de notre distribution par la fonction densité de probabilité suivante :

$$P(t, \tau) = \exp(-t/\tau) \cdot A(t_{rec}),$$

où $A(t_{rec})$ est la fonction d'acceptance dont on ajuste, simultanément avec le temps propre, ses paramètres α et β .

On voit sur la figure 1.3 que la fonction d'acceptance rend compte des premiers bins de notre distribution. La valeur obtenue pour le temps propre est :

$$\tau = (1.439 \pm 0.034) ps.$$

En incluant dans notre fonction densité de probabilité la fonction de résolution paramétrée, dans un

premier temps, par une simple gaussienne, on obtient comme valeur de temps propre :

$$\tau = (1.453 \pm 0.016) ps.$$

Dans cet ajustement, les paramètres de la fonction d'acceptance (α et β) ont été fixés car il n'est pas possible d'ajuster simultanément fonction d'acceptance et fonction de résolution.

1.7 Conclusions et perspectives

La valeur pour le temps de vie du méson B_s^0 , en considérant les fonctions d'acceptance et de résolution, obtenue par une méthode de maximum de vraisemblance et où les paramètres α et β sont fixés est :

$$\tau = (1.453 \pm 0.016) ps.$$

La prochaine étape consistera à inclure le bruit de fond dans notre mesure. Notre but est de pouvoir faire une estimation de la précision avec laquelle on peut mesurer $\tau_{B_s^0}$ (et donc $\frac{\Delta\Gamma_s}{\Gamma_s}$) statistiquement et systématiquement.

Remerciements

C'est un plaisir de remercier les coordinateurs des différentes sessions sans oublier les gentils organisateurs !

Références

- [1] LHCb, Technical Proposal CERN/LHCC 98-4 LHCC/P4 (02/1998)
- [2] S.Brandt, Statistical and Computational Methods in Data Analysis, *North Holland* (1976).